

О РАСШИРЕНИИ ПРИКАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ ПОПЕРЕК МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МАГНИТОИЗОЛИРОВАННОМ ДИОДЕ

Н.С. Демидова, А.А. Рухадзе

Методом численного моделирования исследовано одномерное расширение прикатодной плазмы в магнитоизолированном диоде поперек магнитного поля. Показано, что скорость фронта расширяющейся плазмы возрастает с ростом электрического поля, оставаясь постоянной во времени до некоторого значения напряженности. При дальнейшем увеличении напряженности поля плазма расширяется с ускорением.

Взрывозмиссионные катоды в диодах с магнитной изоляцией нашли широкое применение в сильноточной релятивистской СВЧ электронике. Электронный пучок в таких диодах эмиттируется с прикатодной плазмы, расширяющейся поперек силовых линий магнитного поля. В /1/ объяснены некоторые особенности расширения прикатодной плазмы, наблюдаемые в эксперименте /2/. Показано, что при расширении фронт плазмы остается крутым, а скорость расширения в условиях, близких к экспериментальным, примерно постоянна и равна $\approx 0,2 \cdot 10^6$ см/с. При этом в /1/ плазма предполагалась квазинейтральной, а ускоряющее электрическое поле диода не учитывалось.

Вместе с тем, в эксперименте /2/ наблюдалась зависимость скорости расширения плазмы от величины электрического поля диода. В связи с этим в настоящей работе изучено влияние диодного электрического поля на расширение прикатодной плазмы.

Электрическое поле может вызывать значительное разделение зарядов в плазме, если давление его больше газокинетического давления плазмы: $E^2/8\pi \geq nkT$. В эксперименте /2/ напряжение диода $U_0 \approx 10^6$ В, $d_0 \approx 2$ см, т.е. $E_0 = U_0/d_0 = 1,7 \cdot 10^3$ ГГССЕ. Если температура плазмы ≈ 3 эВ, то условие $E_0^2/8\pi \geq nkT$ выполняется при $n \leq 3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Таким образом, электрические поля в диоде могут создавать в плазме области пространственного заряда и тем самым влиять на динамику расширения плазмы.

Запишем систему уравнений движения плазмы поперек магнитного поля с учетом поляризации плазмы электрическим полем диода. Также как и в /1/ рассматривается плоская геометрия, т. к. расширение плазмы считается малым по сравнению с радиусом катода и расстоянием между анодом и катодом. Согласно /3/ имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (nV_x) &= 0, \quad \frac{\partial B_z}{\partial t} = -c \frac{\partial}{\partial x} E_y, \\ Mn \left(\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \frac{\partial}{\partial x} V_x \right) &= -2T \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{1}{8\pi} \frac{\partial E_x^2}{\partial x} + \frac{T}{4\pi e} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial B_z^2}{\partial x}, \\ T \frac{\partial n}{\partial x} + enE_x - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial E_x^2}{\partial x} - \frac{T}{4\pi e} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{1}{8\pi} \frac{\partial (B_z^2)}{\partial x} + a_1 \frac{n}{4\pi e} V_x \frac{\partial E_x}{\partial x} + a_2 \frac{nc}{4\pi e} \frac{\partial B_z}{\partial x} &= 0, \\ enE_y - \frac{E_y}{4\pi} \frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{en}{c} V_x B_z + a_1 \frac{nc}{4\pi e} \frac{\partial B_z}{\partial x} - a_2 \frac{n}{4\pi e} V_x \frac{\partial E_x}{\partial x} &= 0. \end{aligned} \tag{1}$$

Плазма предполагается изотермической $T_i = T_e = T = \text{const}$; V_x и n соответственно скорость и плотность ионной компоненты; a_1, a_2 — коэффициенты силы трения, записанной в виде $R = -a_0 u_{||} - a_1 u_{\perp} + a_2 [h, u]$. В (1) плотности заряда и тока исключены при помощи уравнений $\partial E_x / \partial x = 4\pi e(n - n_0)$ и $\partial B_z / \partial x = -4\pi j_y / c$. Система (1) переходит в систему уравнений квазинейтральной плазмы /1/ в пределе $\partial E_x / \partial x = \partial^2 E_x / \partial x^2 = 0$. Начальные условия имеют вид: при $x < x_0$ $n = n_0 = \text{const}$, $B = 0$, $V_x = V_0 = \text{const}$, $E_x = 0$, $E_y = 0$; при $x > x_0$ $n = 0$, $B = B_0 = \text{const}$, $V_x = 0$, $E_x = E_0 = \text{const}$, $E_y = 0$; при $x = x_0$ $n = n_0$, $B = B_0$, $V_x = V_0$, $E_x = E_0$ ($V_0 \approx V_s = \sqrt{T/m_i} \approx 0,5 \cdot 10^6$ см/с). Граничные условия запишем в виде: при $x = x_0$ $nV_x = n_0 V_0$, $E_y = 0$, $\partial E_x / \partial x = 0$; при $x = x_f$ $n = 0$, $B = B_0$,

$$E_x(t, x = x_f) = (U_0 - \int_{x_f}^0 E_x dx) / (d - x_f). \quad (2)$$

Граничные условия ставятся на катоде ($x = 0$) и на движущемся фронте плазмы ($x = x_f$). Значения начальной скорости V_0 и потока массы на катоде $n_0 V_0$ выбираются так же, как и в случае расширения квазинейтральной плазмы /1/.

Система (1) решалась численно методом консервативных разностных схем в лагранжевых координатах. Анализировалось движение плазмы со следующими параметрами: $n_0 = 10^{17}$ см $^{-3}$, $V_0 = V_s/2$, $B_0 = 10$ кГс, $E_0 = 3 \cdot 10^3$; $3,5 \cdot 10^3$; $4 \cdot 10^3$; $5 \cdot 10^3$ СГСЕ.

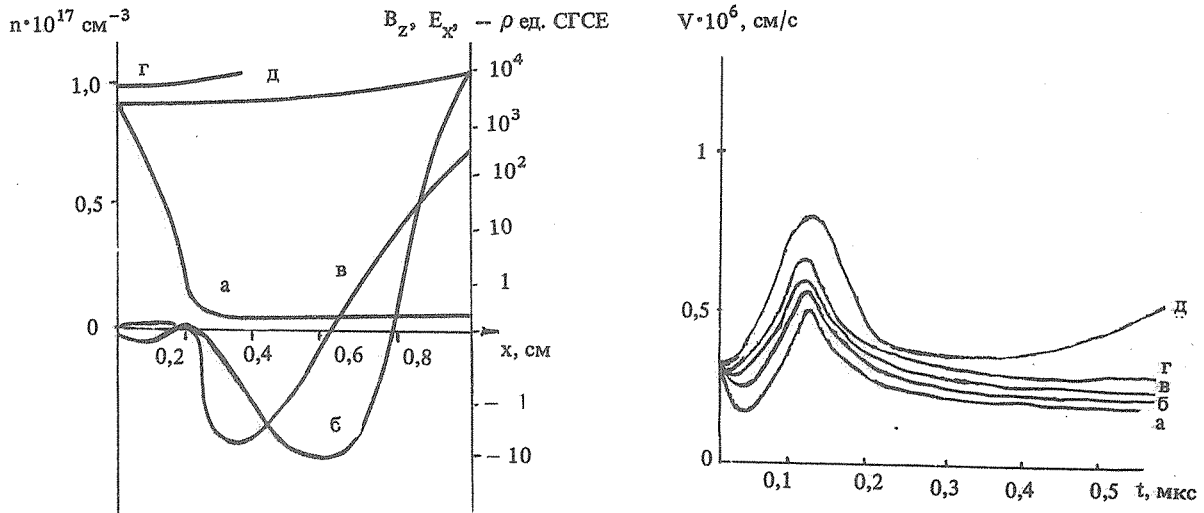


Рис. 1. Зависимость параметров плазмы от координаты для $t = 0,5$ мкс при $E_0 = 5 \cdot 10^3$ СГСЕ: а) плотность, б) E_x , в) — ρ , г) $B_z(x)$; д) $B_z(x)$ при $E_0 = 0$.

Рис. 2. Зависимость скорости "массового" фронта плазмы от времени для $E_0 = 0$ (а), $3 \cdot 10^3$ (б), $3,5 \cdot 10^3$ (в), $4 \cdot 10^3$ (г), $5 \cdot 10^3$ (д) ед. СГСЕ.

На рис. 1 изображены профили плотности плазмы, диодного электрического поля E_x и плотности объемного заряда $(1/4\pi)(\partial E_x / \partial x) = \rho$ в зависимости от координаты плазмы в момент времени $t = 0,5$ мкс при начальном значении $E_0 = 5 \cdot 10^3$ СГСЕ. При движении плазмы поле на фронте $E_x(t, x_f)$ увеличивается в соответствии с условием (2) и для $t = 0,5$ мкс на фронте $E_x = 7 \cdot 10^3$ СГСЕ. Из рис. 1 видно, что электрическое поле приводит к вытягиванию электронов с плотностью заряда $\approx 6,5 \cdot 10^2$ СГСЕ на границу плазма-вакуум ($x \approx 1$ см). Они экранируют поле в плазме. Вблизи фронта внутри плазмы образуется область с объемным электрическим зарядом (область "неквазинейтральности"), в которой электрическое поле и объемная отрицательная плотность заряда спадают от больших граничных значений до значений порядка 1 — 10 СГСЕ. Эта область на рис. 1 простирается от $x = 1$ см до $x = 0,2$ см. В области "неквазинейтральности" объемная плотность заряда меняет знак — вблизи фронта заряд отрицательный, затем образуется объ-

емный положительный заряд с плотностью ≈ 10 СГСЕ. Электрическое поле E_x при этом меняет знак. При $x < 0,2$ см значения электрического поля и плотности заряда падают на несколько порядков до значений $\approx 10^{-2}$ СГСЕ, т.е. при $x < 0,2$ см имеем область "квазинейтральной плазмы".

В [4] приведено соотношение для оценки толщины области пространственного заряда (двойной слой) около поверхности, заряженной до больших значений потенциала: $d = r_D (e|\varphi_0|/T)^{3/4}$. Подставляя значения параметров плазмы в нашем случае ($r_D = 10^{-5}$ см, $\varphi_0 = 2 \cdot 10^6$ В; $T = 3$ эВ), получаем $d \approx 0,4$ см. В расчетах толщина двойного слоя составляет $\approx 0,8$ см, что совпадает с приведенной ранее оценкой по порядку величины.

Указанный эффект поляризации плазмы приводит к ускорению процесса расширения прикатодной плазмы к аноду поперек аксиального магнитного поля в сильном электрическом поле, направленном от анода к катоду. Как видно из рис. 1, сила, действующая в таком электрическом поле на объемный заряд $(\partial/\partial x) (E_x^2/8\pi)$, везде направлена в сторону движения плазмы (по оси x), т.е. ускоряет ее движение. В области "неквазинейтральности" $(\partial/\partial x) (E_x^2/8\pi) > (\partial/\partial x) (B_z^2/8\pi)$, хотя $E_x < B_z$ на фронте движущейся плазмы ($E_x = 7 \cdot 10^3$ СГСЕ, $B_0 = 10^4$ Гс). Это связано с более резким градиентом электрического поля по сравнению с магнитным на фронте плазмы. Таким образом, на фронте плазмы электрическое поле вытягивает из плазмы область "неквазинейтральности", заряженную вблизи фронта отрицательно, а затем положительно. Плотность плазмы здесь составляет 10^{15} см $^{-3}$, т.е. $10^{-2} \cdot n_0$ и примерно в 20 раз меньше плотности плазмы на прилегающем крутом участке "фронта" квазинейтральной области.

Профиль плотности "квазинейтральной" области практически такой же, как и при численном моделировании без учета электрического поля диода [1]. Однако скорость фронта этой области, где $n \sim 10^{16}$ см $^{-3}$ возрастает со временем. Зависимость скорости фронта основной массы плазмы от времени приведена на рис. 2 для различных начальных значений поля в диоде. Причиной ускорения этой области при наличии сильного магнитного поля является не электрическая сила $(\partial/\partial x) (E_x^2/8\pi)$, которая много меньше $\partial P/\partial x$ и $(\partial/\partial x) (B_z^2/8\pi)$, а изменение характера проникновения магнитного поля в плазму. Из-за наличия сильно разреженной области неквазинейтральности впереди плазмы, движущейся со скоростью $\sim 2 \div 3 V_s$, магнитное поле не успевает проникать в плазму. На рис. 1 приведены для сравнения профили магнитного поля с учетом поляризации плазмы и без учета поляризации для одного и того же момента времени $t = 0,5$ мкс. Видно, что в области основной массы плазмы ($x \leq 0,2$ см) "барьер" магнитного поля (т.е. противодействие) снижается, так что $\partial p/\partial x > (\partial/\partial x) (B_z^2/8\pi)$, т.е. нарушается условие диффузионного "квазиравновесного" движения плазмы, которое имеет место в отсутствие диодного электрического поля [1].

Таким образом, с увеличением диодного электрического поля значение скорости возрастает примерно линейно, оставаясь постоянным во времени, а затем при дальнейшем увеличении напряжения на аноде фронт основной массы плазмы переходит в режим ускорения. На рис. 2 этому режиму соответствует $E_0 \gtrsim 5 \cdot 10^3$ СГСЕ, что отвечает анодному напряжению на диоде ≈ 3 МВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Демидова Н. С., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 13, в. 6, 742 (1987).
2. Бугаев С. П. и др. В сб. Релятивистская СВЧ электроника, под ред. Гапонова-Грехова А.В., Горький, изд. ИИФ АН СССР, 1981, с. 36.
3. Брагинский С. И. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. Леонтовича М.А. М., Атомиздат, 1963, т. 1, с. 223.
4. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. М., Наука, 1964.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 9 ноября 1987 г.